

ARTICLE PRINCIPAL

Recouvrant en partie

LA THESE DE DOCTORAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE PARIS

par

Pierre LENA

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la Thèse : " Recherches sur le rayonnement continu du soleil de 1.5 à 500 microns "

Soutenue le 29 avril 1969 devant la Commission d'Examen :

MM. Evry SCHATZMAN

Président

Gilbert AMAT

Examineurs

Jean-Claude PECKER

François RODDIER

Membre Invité

ARTICLE PRINCIPAL

Recouvrant en partie

LA THESE DE DOCTORAT ES SCIENCES PHYSIQUES

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE PARIS

par

Pierre LENA

pour obtenir

le grade de Docteur Es-Sciences

Sujet de la Thèse : " Recherches sur le rayonnement continu du soleil de 1.5 à 500 microns "

Soutenue le 29 avril 1969 devant la Commission d'Examen :

MM. Evry SCHATZMAN

Président

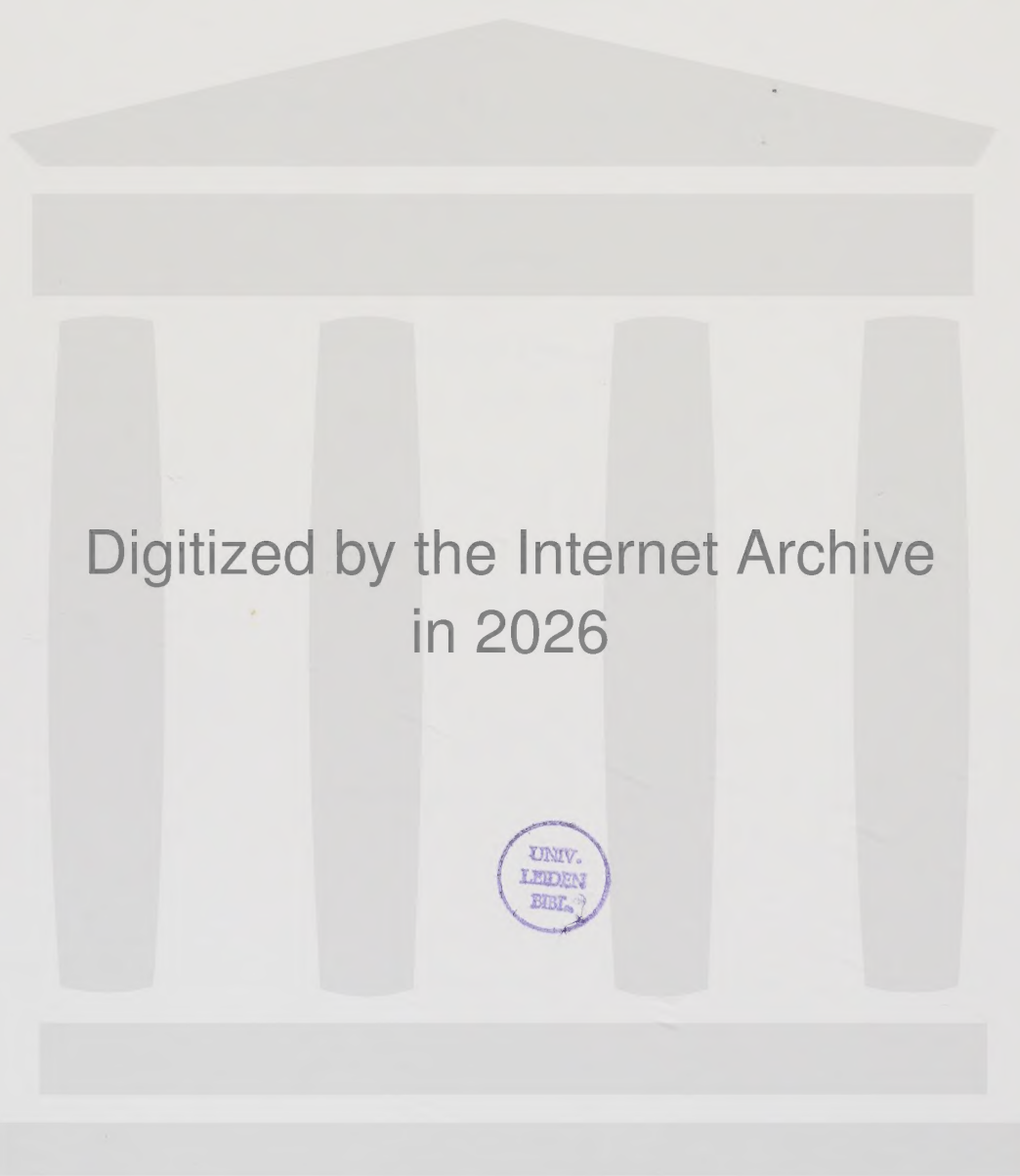
Gilbert AMAT

Examineurs

Jean-Claude PECKER

François RODDIER

Membre Invité



Digitized by the Internet Archive
in 2026



https://archive.org/details/IA41551519_0016

Le rayonnement continu infrarouge de la photosphère solaire*

P. LÉNA

Observatoire de Meudon et Université de Paris

Reçu le 22 juillet, révisé le 1 octobre, 1969

* Contribution No. 456 de Kitt Peak National Observatory. Association of Universities for Research in Astronomy, sous contrat de la National Science Foundation.

Continuum Infrared Radiation of the Solar Photosphere

A high spatial resolution image scanner (accuracy better than $1''$), coupled with suitable interference and/or Reststrahlen filters and a fast helium cooled Ge-Bolometer ($NEP = 3 \times 10^{-13} \text{ W Hz}^{-1/2}$) has been mounted on the 150 cm Mac Math Solar Telescope.

Using the full advantage of the dry site, the center to limb variation of the solar brightness has been measured on the Sun's disc at wavelengths of 5, 10 and 20 microns from the center of the disc to $2''$ from the limb ($\mu > 0.06$). Data collection and reduction have been considerably improved over the previous results (Léna, 1968) and serious gains in resolving power and in signal to noise ratio have been achieved. Effects of atmospheric transmission fluctuations are minimized by using fast scans and numerous averages of individual scans. Final S/N ratio amounts to about 100. The $2''$ resolution is achieved despite smearing effects of the order of $4''$, by the use of the proper deconvolution technique: two dimensional Fourier transforms reduce to very convenient Hankel transforms in this circular symmetry case.

The atmospheric image degradation in the infrared and its chromatic dependence is briefly mentioned; scattering is shown to be negligible at the wavelengths beyond 5 microns.

Source functions at 5, 10, and 18–22 microns are computed from the limb darkening curves, using Delache's method: approximation up to $n = 3$ is computed. Limitations of the method are due to the inherent data noise.

The photospheric opacity source at 20μ is assumed to be pure free-free H^- ion continuum and a unique temperature distribution versus $\tau_{20\mu}$ is deduced: various absolute measurements at 5, 10, 20μ by different authors are needed to get this distribution. The disturbing role of inhomogenities is obviously lessened in the infrared.

Possible extra source of opacity at 20μ may be needed to get 10 and 20μ consistent results.

An optical depth of about 0.3 of carbon monoxide, placed in the 4600°K region at the top of the photosphere, is needed to make 5μ source function consistent with both absolute measurements at this wavelength and source functions at longer wavelengths. CO abundance of the order of 0.6 mg/cm^2 is derived, in reasonable agreement with previous estimations.

The final adopted temperature distribution extends for $10^{-3} < \tau_{20\mu} < 16$, which corresponds to $6.10^{-4} < \tau_{0.5} < 0.4$. It is in excellent agreement with the Bilderberg Continuum Atmosphere for $4 < \tau_{20\mu} < 16$, and shows lower temperature in higher layers. The measurements errors do not allow to decide between two extreme possible distributions for the transition zone of the temperature minimum: a plateau at 4500°K or a steady decrease to about 4200°K at $\tau_{0.5} \sim 10^{-4} - 10^{-5}$. Other infrared or ultraviolet measurements by various authors and relevant to this transition zone are reviewed and seem to favor the lower temperature minimum of $4200-4300^\circ\text{K}$.

The LTE assumption is justified on the basis of Feautrier's (1968) work on the H^- ion, and a homogeneous, LTE model in hydrostatic equilibrium is built which completes and somewhat improves the Bilderberg Continuum Atmosphere in the transition zone. Pressure, electronic pressure, densities, altitudes and $\tau_{0.5}$ are computed in the two extreme cases of a plateau at 4500°K and a temperature drop to 4200°K .

Key words: sun — photosphere — infrared — chromosphere

I. Introduction

Dans un article précédent (Léna, 1968), auquel nous référons ci-dessous par article I, nous avons présenté des mesures d'assombrissement centre-bord sur le soleil dans le domaine de longueur d'onde 10 – 25 microns, pour des valeurs de $\mu = \cos \theta$ variant de 1,0 à 0,15, soit une exploration allant

jusqu'à $11''$ du limbe solaire. Ces mesures avaient modestement contribué à l'établissement du modèle de la haute photosphère, modèle connu sous le nom de Bilderberg Continuum Atmosphere (BCA) et décrit par Gingerich et de Jager (1968).

Par la suite, nous avons pu améliorer considérablement nos techniques d'observation, à la fois en sensibilité, par l'emploi de détecteurs

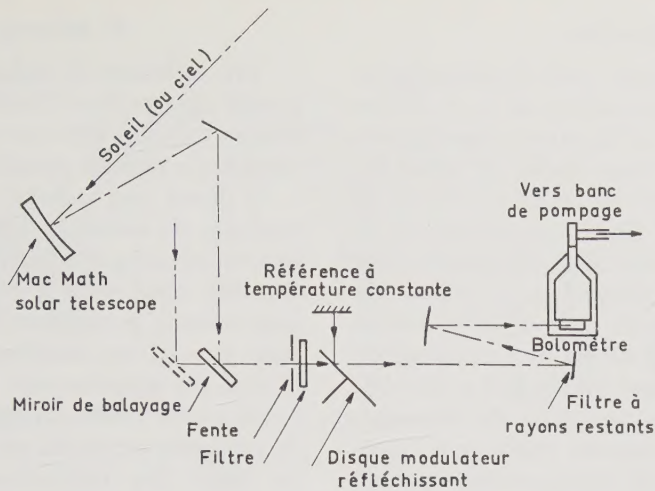


Fig. 1. Schéma de l'instrument. Les caractéristiques des divers éléments figurés: télescope, filtres, bolomètre ... sont données dans le texte

refroidis, en résolution spatiale, et en longueur d'onde.

Les résultats présentés ici couvrent le domaine spectral 5 – 22 microns, et leur résolution spatiale atteint $2''$ ($\mu \gtrsim 0,06$), avec une précision sur l'intensité relative de l'ordre de 1%. Les effets parasites d'agitation atmosphérique influent fortement sur la définition du limbe solaire. L'importance de ces effets pour une interprétation correcte des mesures d'assombrissement justifie que leur soit consacré ici un commentaire particulier. Ils feront par la suite l'objet d'une étude plus approfondie.

Leur présence, conjointe à la diffraction instrumentale, a nécessité l'emploi de techniques mathématiques de déconvolution que nous avons déjà exposées (Léna et Brault, 1968) pour la réduction des observations.

De récentes mesures absolues de la brillance centrale du soleil (Koutchmy et Peyturaux, 1968) à $20,15 \mu$, qui étendent vers les longueurs d'onde élevées une série de diverses autres mesures absolues, permettant d'interpréter l'ensemble des mesures d'assombrissement en termes de fonction source et, en définitive, d'opacité. Une comparaison précise est faite entre l'assombrissement observé et celui prédit par la dépendance en λ^2 du coefficient d'absorption libre-libre de l'ion H^- .

Finalement, un modèle est construit qui se propose de remplacer le BCA dans les couches $-4 < \log \tau_0 < -1$.

II. Dispositif Expérimental

Quelques modifications ont été apportées au dispositif décrit dans l'article I.

La Fig. 1 donne un schéma de l'instrument, qui est monté au foyer principal du Mac Math Solar Telescope (Kitt Peak National Observatory, Tucson, Arizona, U.S.A.). Ce dernier, et ses installations annexes ont été décrites par Pierce (1964, 1969). La sécheresse de ce site est favorable aux observations infrarouges, et nous y avons mesuré des quantités d'eau précipitable de l'ordre de 1 mm. L'usage d'un instrument de la taille du Mac Math Solar Telescope est essentiellement motivé par la nécessité, aux grandes longueurs d'onde, de s'affranchir de la diffraction instrumentale.

1° Montage du système

L'ensemble de détection est placé au foyer de l'instrument de 150 cm de diamètre. L'échelle sur l'image solaire est de $2,4''$ par millimètre. L'image tourne à cause de la rotation diurne, et, pour suivre cette rotation, tout le système est placé sur une table tournante synchrone de la rotation diurne.

La position de l'image dans le plan focal peut être repérée par des senseurs photoélectriques disposés aux extrémités d'un diamètre. Comme certaines indications nous laissaient penser que l'image infrarouge proche est moins dégradée par la turbulence atmosphérique que l'image visible (voir ci-dessous), ces senseurs ont été choisis sensibles à l'infrarouge proche (cellules au PbS Kodak Ektron).

Une précision de guidage de l'ordre de $1''$ à $2''$ peut être atteinte si la dégradation atmosphérique n'est pas trop sévère: les senseurs permettent de mesurer les écarts et éventuellement de faire une correction manuelle grâce aux contrôles de l'instrument.

2° Le bolomètre

Le détecteur pneumatique Jobin-Yvon (article I) a été remplacé par un bolomètre de Low à Germanium dopé ¹⁾ refroidi à 2° K par un bain d'hélium liquide pompé et muni d'une fenêtre d'Irtan IV. La puissance équivalente de bruit (N.E.P.) du bolomètre est $3 \cdot 10^{-13} \text{ W Hz}^{-1/2}$, sa réponse est de 10^3 V/W , soit un gain de sensibilité de plus de deux ordres de grandeur sur le système antérieur. Un préamplificateur à Nuvistor, de très faible niveau de bruit (bruit r.m.s. de $8 \text{ nV/Hz}^{1/2}$) a été construit pour s'adapter à l'impédance de $500 \text{ K}\Omega$ et au faible N.E.P. du bolomètre. Les constantes du bolomètre ont été ajustées pour une réponse rapide ($\tau \sim 1 \text{ ms}$): une modulation à 360 Hz est ainsi possible et permet de balayer rapidement l'image solaire, et donc de réduire l'effet parasite des fluctuations de transmission atmosphérique.

Le fonctionnement de ce bolomètre est décrit de façon générale par Low (1961). On notera qu'une diminution de la constante de temps du bolomètre s'accompagne d'une augmentation de sa conductance thermique. La valeur choisie ici est $G = 50 \mu \text{ W/}^\circ\text{K}$. Une valeur aussi élevée dispense pratiquement d'utiliser des filtres refroidis, puisqu'un rayonnement non modulé d'environ $5 \mu \text{ W}$ peut être accepté par le cristal détecteur sans perturber son point de fonctionnement.

Aucune précaution extrême n'a été prise pour stabiliser la pression au-dessus du bain d'hélium, sinon un contrôle manuel par vanne pointeau, qui s'est avéré rapide et précis. La variation de sensibilité du bolomètre, à tension de polarisation constante, en fonction de la température, ou de la pression du bain est de l'ordre de 1 % par millimètre de mercure, au voisinage de 20 mm Hg.

3° Filtres

La bande passante spectrale de l'instrument est fixée par des filtres interférentiels O.C.L.I. ²⁾ ou par des filtres diffusants à rayons restants (deux surfaces planes doucies de CaF_2 ou LiF). Les fuites de ces filtres hors de leur bande passante ont été mesurées avec précision et ne dépassent pas 0,3 % de l'intensité dans la bande.

La Fig. 2 situe la position de ces filtres sur un spectre moyen de transmission atmosphérique dans le domaine 5 – 25 microns.

¹⁾ Infrared Laboratories, Inc.

²⁾ Optical Coating Laboratories, Inc.

4° Balayage de l'image

Une technique de balayages successifs, identique à celle décrite dans l'article I, est nécessaire pour réduire encore l'influence de ces fluctuations, sans dégrader le rapport signal/bruit.

Il n'est pas possible d'obtenir des balayages complets du centre au bord du disque, à cause des limites du champ de plein éclairement de l'instrument. On s'est donc borné à des balayages longs de $25''$ pour obtenir le profil de l'extrême limbe ($\mu < \mu_0$). Pour $\mu > \mu_0$, une technique de rapport est utilisée: l'image est déplacée pour amener successivement le point μ et le centre du disque sur la fente d'entrée. Ce processus est répété un grand nombre de fois, et, en dépit des fluctuations atmosphériques, une moyenne précise détermine le rapport $I(\mu)/I(1,0)$.

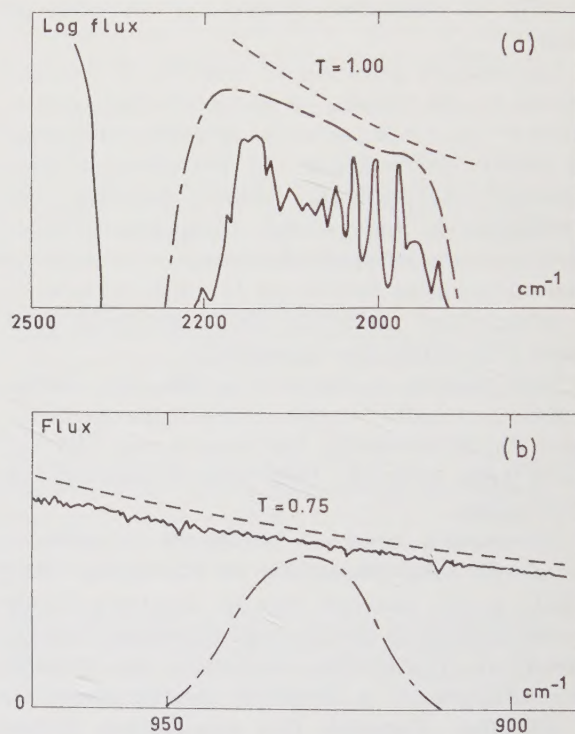


Fig. 2a et b

Fig. 2a–d. Transmission atmosphérique, et filtres. Les abscisses sont en cm^{-1} . Les ordonnées sont linéaires en flux transmis, sauf pour la courbe (a) qui est logarithmique. a) est due à Farmer et Todd (1964), b), c) et d) sont dues à Farmer et Key (1965). Les mesures de transmission sont faites avec le soleil comme source et le flux décroît avec λ croissant. Les courbes pointillées sont les courbes à flux constant, calibrées pour une certaine valeur de la transmission T . Les courbes (---) indiquent la bande passante des filtres utilisés dans le présent travail

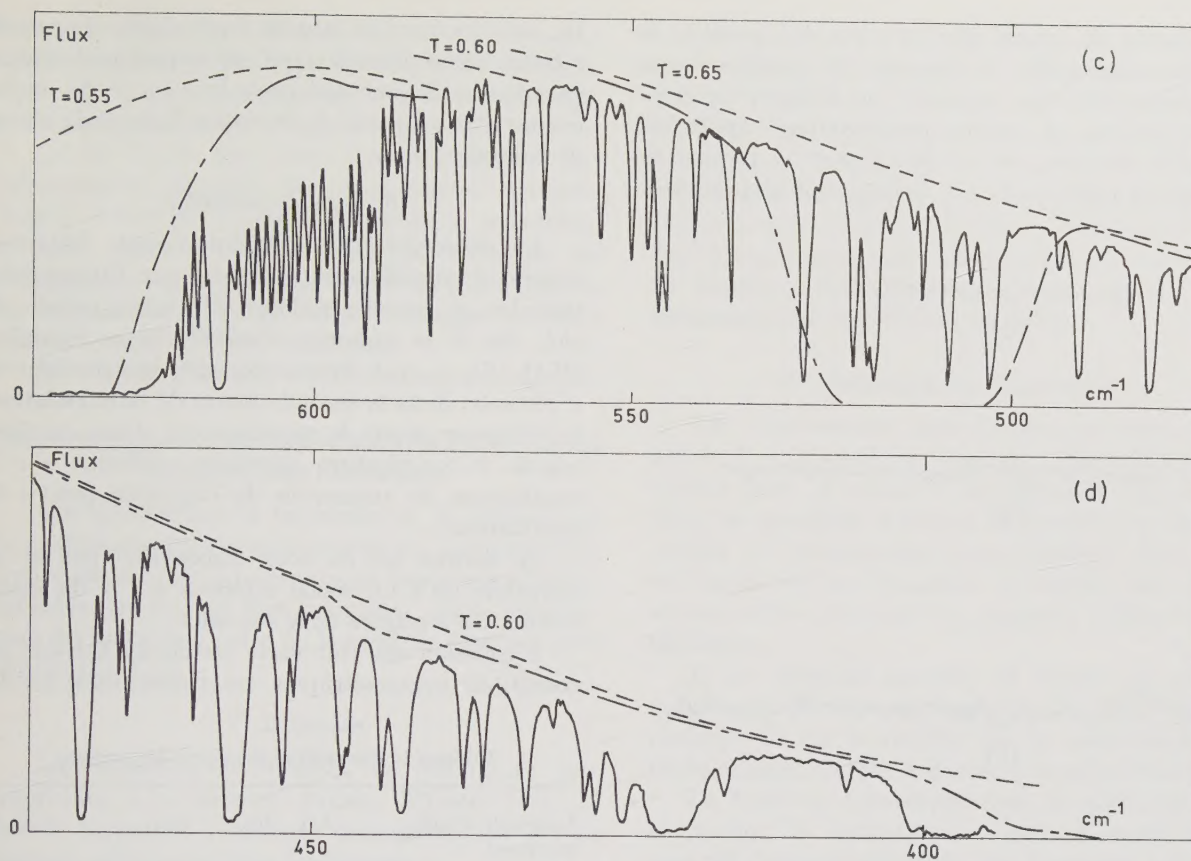


Fig. 2c et d

On estime avoir mesuré ainsi, pour $\mu > \mu_0$, le rapport

$$\Phi_{\lambda}(\mu) = \frac{I_{\lambda}(\mu)}{I_{\lambda}(1,0)}$$

à une précision voisine de 1%, quand bien même existaient des fluctuations de transmission qui, aux longueurs d'onde supérieures à 15 microns, pouvaient atteindre 10% de l'intensité transmise.

L'addition des balayages successifs de l'extrême limbe ($\mu < \mu_0$) et leur transcription sur bande magnétique est assurée par un ordinateur Scientific Data System 910, en temps réel.

Après chaque balayage, le profil du limbe est tracé sur oscilloscope où l'on peut estimer le niveau du rapport signal/bruit. Lorsque celui-ci est satisfaisant, le balayage est arrêté et les données transcrites sur bande magnétique pour dépouillement ultérieur.

Le miroir de balayage parcourt les limbes Nord ou Sud, évitant ainsi, dans la mesure du possible, les centres actifs. Il est clair, néanmoins, que la surface solaire n'est pas parfaitement homogène,

même à l'échelle de 5'' à 10'', comme le montre la Fig. 3. Chaque tracé d'assombrissement utilisé pour la réduction finale est la moyenne arithmétique d'un grand nombre de balayages, ce qui provoque le lissage des inhomogénéités. Ces inhomogénéités dont l'échelle est supérieure à celle de la granulation et dont l'amplitude est de l'ordre de quelques pour-cent de la brillance moyenne, ont déjà été signalées aux longueurs d'onde visible (Livingston, 1965) et peuvent être, soit l'effet statistique d'agré-gats de granules, soit une trace du réseau de la supergranulation, encore que Beckers (1968) n'ait pu établir ce point avec certitude.

5° Electronique associée

Le préamplificateur est suivi d'une démodulation synchrone classique dont le signal de référence est fourni par le disque modulateur.

L'acquisition des données étant faite par l'ordinateur, un suréchantillonnage des points d'entrée évite toute erreur due à un pas d'échantillonnage fini. Toutefois, l'électronique associée présente une

constante de temps qu'il n'a pas été possible de rendre négligeable: la réponse du système à une impulsion est donc mesurée, en éclairant la fente d'entrée, puis en ouvrant un obturateur rapide face à cette dernière, et en digitalisant la tension de sortie au rythme normal d'acquisition des données.

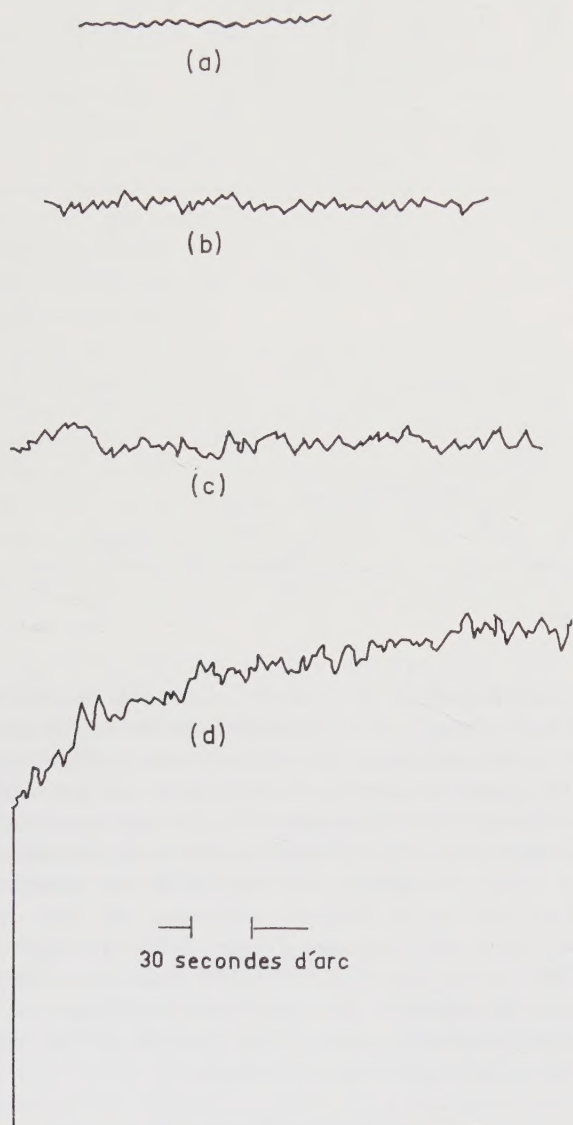


Fig. 3a—d. Flux reçu par une ouverture $2,4 \times 2,4$, en fonction du temps. a), b), c): l'image est immobile, d) image en mouvement uniforme. Gain constant. a) Bruit propre du bolomètre, indépendant du flux reçu. b) Soleil, télescope défocalisé. Au bruit du bolomètre s'ajoutent les fluctuations de transmission atmosphérique. c) Soleil, télescope focalisé. d) Soleil, balayé à partir du limbe vers l'intérieur. Les fluctuations sont l'effet des inhomogénéités de la surface solaire

On mesure ainsi la largeur équivalente Δs_0 de la réponse impulsionnelle, qui est approximativement gaussienne, largeur qui peut être convertie en secondes d'arc, à partir de la vitesse linéaire du miroir de balayage.

6° Signaux parasites

Le détecteur voit alternativement l'émission solaire, éventuellement absorbée par l'atmosphère terrestre, à laquelle s'ajoute l'émission propre du ciel, due à la présence d'absorbants moléculaires (H_2O , CO_2 , ...) et, éventuellement, de poussières ou d'aérosols; dans la seconde phase de la modulation, le détecteur reçoit le rayonnement d'une enceinte noircie à température constante, réfléchi par le modulateur, et augmentée de l'émission propre du modulateur.

Ce dernier est en acier inoxydable poli et ne contribue qu'à un signal inférieur à 1% du signal solaire. On négligera donc son effet.

L'émission du ciel varie beaucoup suivant les conditions hygrométriques, mais peut, dans les cas

Tableau 1. Paramètres physiques des mesures

Longueur d'onde (microns)	5,0	10,7	18,5	22,0
Intervalle spectral du filtre (microns)	$\pm 0,5$	1	$-2,5, +0,5$	$\pm 1,0$
Transmission parasite des filtres (mesurée)	inférieure à 0,3% hors de la bande passante			
Longueur des balayages (secondes d'arc)	40	40	24	24
$\mu_0 = \cos \theta_0$	0,22	0,22	0,16	0,16
Longueur de la fente (secondes d'arc)	0,25 (trou carré)	1,0 (trou carré)	24 (fente)	24 (fente)
Largeur de la fente (secondes d'arc)	-id-	-id-	0,5	0,5
Nombre de balayages par courbe d'assombrissement	1	32	80	80
Largeur équivalente de la réponse impulsionnelle (secondes d'arc)	0,84	0,84	0,84	0,84
Largeur de la fonction d'Airy (diffraction) [pour $D = 1,50$ m]	0,8	1,6	3,0	3,5
(secondes d'arc) = $\frac{1,22}{D} \lambda$				

les moins favorables, atteindre 20 à 30 % du signal solaire aux longueurs d'onde élevées (~ 20 microns). Pour la plupart des mesures présentées ici, elle était de l'ordre de 5 % du signal solaire.

On a vérifié que cette émission parasite est relativement constante dans une zone de quelques degrés d'étendue, à distance zénithale constante.

A la suite de chaque balayage du limbe, un balayage du ciel, à quelques degrés du soleil, permet de calibrer cette émission et d'en corriger les effets sur les courbes d'assombrissement.

Le tableau 1 résume les paramètres des mesures.

III. Propriétés atmosphériques relatives à la formation d'images dans l'infrarouge

Les fluctuations de transmission, la diffusion et la turbulence introduisent des erreurs. Les premières sont corrigées par la technique de balayages additifs, les suivantes doivent être examinées: toute déformation du limbe de l'ordre de la seconde d'arc ne peut être négligée ici.

1° Diffusion

Les molécules et aérosols, de dimensions très inférieures à la longueur d'onde, diffusent selon la loi de Rayleigh: l'intensité décroît comme λ^{-4} et devient négligeable dans l'infrarouge.

Les poussières et aérosols de dimensions comparables à la longueur d'onde diffusent une intensité approximativement proportionnelle à λ^{-1} (diffusion de Mie). Les calculs de Clark *et al.* (1957), appliqués à des particules sphériques, absorbantes ou non, de diamètre 4μ , donnent, à $\lambda = 0,5 \mu$, une brillance de fond de ciel du millième de la brillance solaire. La brillance diffusée, au voisinage du soleil, décroît comme λ^{-1} et présente une variation lente avec l'angle de diffusion. Le fond diffusé infrarouge est donc faible, sensiblement uniforme et négligeable.

2° Turbulence

Le problème général de la formation d'images au travers d'une atmosphère réfractive et éventuellement absorbante, en mouvement turbulent stationnaire, a fait l'objet de nombreuses études: voir par exemple Tatarski (1961), Hupnagel *et al.* (1964), Beckmann (1965), Frisch (1967), Lee (1968), etc. . . Par contre, l'évolution de la qualité des images suivant la longueur d'onde n'a pas fait l'objet d'investigations poussées.

Dans le présent travail, la nécessité d'ajouter un grand nombre de balayages du bord solaire,

confond l'étalement dû à la turbulence et celui dû aux irrégularités de guidage. Seules les mesures faites à $\lambda = 5 \mu$, où l'énergie disponible est élevée, donnent le profil du bord solaire à partir d'un unique balayage.

Il est donc possible, aux longueurs d'onde inférieures à 5 microns, d'étudier expérimentalement sur l'image solaire l'effet chromatique de la fonction de transfert atmosphérique et nous consacrerons ultérieurement une étude à ce sujet.

IV. Réduction des observations

Les observations sont divisées en deux catégories: 5 et 10 microns d'une part, 18 et 22 microns d'autre part. A cause de la différence importante dans les quantités d'énergie disponibles et dans la qualité de transmission atmosphérique selon l'un ou l'autre de ces domaines, la qualité des observations et le processus de réduction diffèrent sensiblement.

Il est toutefois possible de définir un certain nombre de paramètres communs. Le limbe solaire observé (C) est le résultat de la déformation du limbe original (C_0) par les facteurs résumés Tableau 2.

La fonction d'étalement dans le plan focal est le produit de convolution à deux dimensions de tous les facteurs énumérés. En faisant la grossière

Tableau 2. Déformation du limbe mesuré

Facteur	Statut	Largeur équivalente (à $\lambda = 25 \mu$) en secondes d'arc
(a) Diffusion atmosphérique et instrumentale	Négligeable	~ 0
(b) Diffraction instrumentale	Figure d'Airy théorique d'un miroir $D = 150$ cm	$\leq 3,5$
(c) Temps de réponse du système	Réponse impulsionnelle mesurée	0,8 (indépendant de λ)
(d) Largeur de la fente exploratrice	Connue	~ 1
(e) Superposition inégale des balayages successifs	Inclus dans la turbulence (éliminé pour $\lambda = 5 \mu$)	} ~ 2
(f) Turbulence atmosphérique	Répartition gaussienne supposée	

hypothèse que tous les facteurs sont gaussiens, on obtient une estimation de sa largeur Δs par :

$$\Delta s \cong [\Delta s_b^2 + \Delta s_c^2 + \Delta s_d^2 + \Delta s_{ef}^2]^{1/2}.$$

Pour $\lambda < 25$ microns, on peut évaluer la largeur maximum Δs ($25 \mu \leq 4''$).

Si l'on se donne pour objectif de mesurer la courbe d'assombrissement jusqu'à $2''$ du limbe, il faut donc gagner par déconvolution un facteur 2. La déconvolution doit, en principe, se faire à deux dimensions. Il a toutefois été montré (Léna et Brault, 1968) que ce problème bidimensionnel se réduit à problème à une variable lorsqu'il y a symétrie circulaire. De plus, le problème se réduit à une dimension lorsque le rayon de courbure dans le plan focal de l'objet déformé (ici, le soleil) est grand devant la largeur de la fonction d'étalement (ici Δs). Puisque ces auteurs prennent pour exemple le problème précis auquel nous faisons face ici, nous accepterons leurs conclusions; pour $\lambda < 25$ microns, $\mu > 0,06$ et $D = 150$ cm, il est légitime de traiter le bord solaire comme une frontière rectiligne étalée par une fonction d'étalement à une dimension, perpendiculaire à la frontière. Nous appellerons S cette fonction.

Même avec cette approximation, il est extrêmement difficile d'appliquer ici une déconvolution classique, à cause de la discontinuité d'intensité au bord solaire: la transformée de Fourier d'un créneau est du type $\text{sinc}(as) = \frac{\sin as}{as}$, qui présente des zéros pour $s = k \frac{\pi}{a}$. Ces zéros introduisent une in-

détermination dans le profil déconvolué. Toutefois, en utilisant le fait que l'assombrissement infrarouge n'est que de quelques pour-cent de l'intensité centrale, il est possible d'employer une méthode de déconvolution par approximations successives.

Supposons donc que le limbe solaire soit la somme de deux fonctions inconnues, à déterminer par les observations:

a) une fonction créneau $I_L(R/R_0)$, telle que $I_L = 0$ pour $R > R_0$, $I_L = L$ pour $R < R_0$, où R est une abscisse radiale dans le plan focal.

b) une fonction à variation lente, tendant vers zéro pour $R \rightarrow R_0$, soit $\varepsilon(R)$; $\varepsilon(R) \rightarrow 0$ pour $R \rightarrow R_0$, $\varepsilon(R) = 0$ pour $R \geq R_0$.

La Fig. 4 résume la situation.

$$(C_0) = I_L \left(\frac{R}{R_0} \right) + \varepsilon(R),$$

$$(C) = (C_0) * S = I_L * S + \varepsilon * S.$$

Le procédé consiste à négliger $\varepsilon * S$ pour $R > R_0$, à utiliser $I_L * S$ mesuré à $R > R_0$ pour calculer S , puis à déduire $\varepsilon * S$ à $R < R_0$ de la différence $(C) - I_L * S$. La valeur de L est déterminée par l'hypothèse $\varepsilon \rightarrow 0$ pour $R \rightarrow R_0$.

Pour être rigoureux, il conviendrait de déconvoluer à nouveau $\varepsilon * S$ pour obtenir la quantité cherchée ε . Pratiquement, $\varepsilon(R) \ll L$, et la convolution par S n'introduit qu'une correction du second ordre si

$$|R - R_0| \gtrsim \frac{\Delta s}{2}.$$

Dans les cas pratiques, lorsqu'un très faible assombrissement est présent ($\lambda > 15 \mu$), il est possible d'adopter directement pour L l'intensité centrale I_0 ($\mu = 1,0$), et alors $\varepsilon(R)$ ne tend plus nécessairement vers 0 au limbe solaire. Toutefois $\varepsilon(R)$ reste très petit, inférieur à $0,05 I_0$ et les conclusions ci-dessus restent valides.

Nous nous limiterons dans la suite à $R - R_0 > \frac{\Delta s}{2}$ soit, pratiquement, à des points $\mu \gtrsim 0,06$, distants de plus de $2''$ du bord solaire.

Le limbe solaire vrai (C_0) diffère de la fonction $I_L(R_0)$. On a mesuré, lors d'éclipses totales, sa forme précise. Heintze (1965) donne des courbes d'intensité aux longueurs d'ondes $4605 \leq \lambda \leq 5630 \text{ \AA}$. L'intensité au limbe décroît d'environ deux ordres de grandeur sur environ 350 km mesurés en distance radiale solaire, soit $0,75$.

Le raisonnement classique (Pecker et Schatzman, 1959) justifiant la décroissance brutale d'intensité au limbe s'applique évidemment dans l'infrarouge.

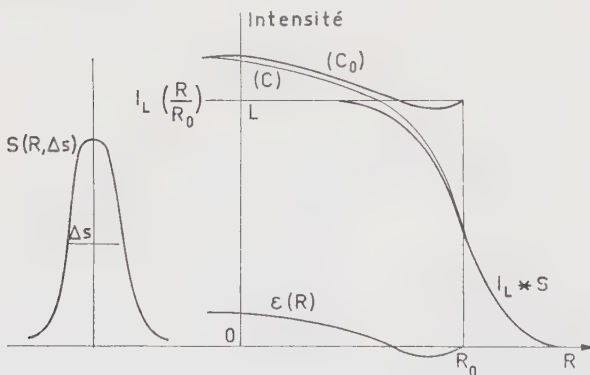


Fig. 4. Principe de la déconvolution du limbe. A gauche, fonction d'étalement résultante S , de largeur Δs produit de convolution à deux dimensions des divers facteurs d'étalement (voir Table 2). A droite, le limbe réel (C_0) et le limbe observé (C). (C_0) diffère de la fonction créneau I_L par la quantité petite $\varepsilon(R)$. Pour $R > R_0$, $I_L * S$ et (C) coïncident pratiquement

La pente y est plus forte qu'aucune des pentes de facteur d'étalement, et il est légitime d'approcher le limbe réel par un créneau $I_L(R_0)$.

$$1^\circ 18 < \lambda < 25 \text{ microns}$$

Utilisant les valeurs théoriques ou mesurées pour les facteurs d'étalement $b)$, $c)$, $d)$ on a calculé une série de fonctions $I_L * S$, adoptant des profils gaussiens de largeur variés pour les effets conjugués $e)$ (superposition) et $f)$ (turbulence). Les convolutions ont été faites par transformations numériques de Hankel et de Fourier sur ordinateur Control Data Corporation 3200 (voir Léna et Brault, 1968). Si les hypothèses faites sur la forme du bord solaire et sur la nature des fonctions d'étalement sont correctes, il sera possible de trouver une courbe $I_L * S$ qui approche au mieux les observations pour $R > R_0$. La convergence de cette approche est très rapide, la pente de la courbe (C) à son point d'inflexion est importante, et l'ajustement très sensible aux valeurs de L et Δs_{ef} choisies. Comme indiqué plus haut, une valeur $L = I_0$ convient, et la Fig. 5 montre la sensibilité de la méthode à la valeur de Δs_{ef} .

La Fig. 6 résume le dépouillement des observations faites à 18 et 22 microns. Les conditions d'observation moins favorables à 22 microns impliquent une marge d'erreur plus grande sur les obser-

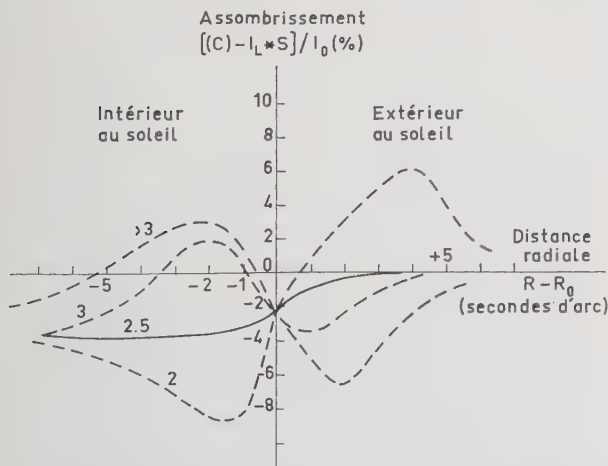


Fig. 5. Détermination de la largeur de la fonction d'étalement Δs_{ef} à $\lambda = 18$ microns. On s'est limité à l'extrême limbe, et on a adopté la valeur $L = I_0$. Pour différentes valeurs de Δs_{ef} (indiquées en secondes d'arc sur les courbes), on a calculé la différence entre le profil mesuré (C) et le profil calculé $I_L * S$. Il existe (courbe en trait plein) une valeur de Δs_{ef} qui minimise $\varepsilon(R) * S$ pour $R > R_0$, soit $\Delta s_{ef} = 2,5''$: cette valeur est adoptée dans le processus de réduction.

Ici $\varepsilon(R_0)$ ne diffère de zéro que par 0,02 I_0

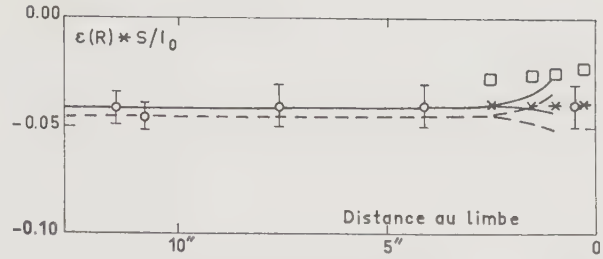


Fig. 6. Observations de l'extrême limbe. $\lambda = 18$ microns (courbe interrompue) et 22 microns (courbe pleine). Les erreurs possibles augmentent près du bord, et les courbes dédoublées donnent une estimation des valeurs extrêmes de l'assombrissement. Une erreur systématique de $\pm 0,5\%$ peut également affecter (en translation verticale) l'ensemble des courbes. Les cercles indiquent les mesures de Noyes *et al.* (1968) reconnectées aux présentes mesures à $\mu = 0,175$. Etoiles (*) et carrés (□) indiquent les valeurs du modèle BCA à 20 et 24 microns

vations. Nous avons reporté sur la même figure les valeurs obtenues par Noyes *et al.* (1968) lors de l'éclipse andine de 1966, à $\lambda = 22,5$ microns. La méthode employée par ces auteurs ne donne que la pente de la courbe d'assombrissement, et nous avons arbitrairement relié leur mesure pour $\mu = 0,175$ (15'' du bord) au rapport à l'intensité centrale mesuré dans le présent travail. La marge d'erreur a été estimée d'après le niveau de bruit figurant sur leur enregistrement.

Finalement, nous reportons également pour comparaison l'assombrissement prévu par le modèle BCA, tel qu'il est calculé par Gingerich et de Jager (1968).

A cause des améliorations sérieuses exposées ici et qui concernent à la fois les techniques d'observation et les méthodes de réduction, nous estimons que les résultats de l'article I aux longueurs d'onde supérieures à 15 microns et pour $\mu < 0,4$ doivent être remplacés par les présentes mesures.

D'autre part, nous estimons que l'écart qui apparaît, Fig. 6, entre les résultats à 18 et 22 microns entre dans la marge possible d'erreur et nous adopterons pour fonction d'assombrissement entre 18 et 22 microns la courbe donnée Fig. 7.

On notera que le terme «assombrissement» doit être ici compris en valeur algébrique, puisqu'il peut aussi bien s'agir d'une augmentation de brillance.

2° Longueurs d'onde inférieures à 15 microns

La quantité d'énergie disponible est ici plus élevée et un nombre moindre de balayages est nécessaire pour le même rapport signal/bruit. Ce

même effet favorable a permis d'utiliser un trou   la place d'une fente parallèle au limbe pour explorer l'image, afin de réduire l'effet de l'inégale superposition des balayages.

Le meilleur rapport signal/bruit permet une inspection plus fine du limbe. Les courbes observées

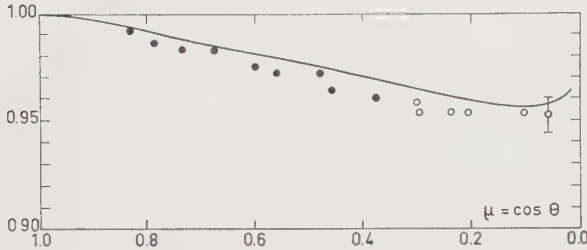


Fig. 7. Assombrissement mesuré pour $18 \leq \lambda \leq 22$ microns. Les points (●) r  f  rent aux mesures de l'article I à 17,9 microns, les cercles (○) sont les mesures du présent travail après déconvolution. La courbe pleine donne le modèle BCA pour $\lambda = 20$ microns

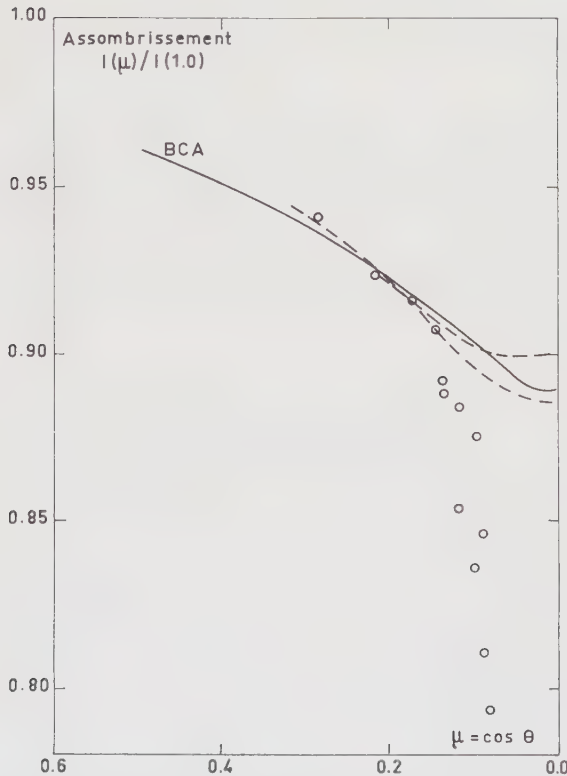


Fig. 8. Assombrissement mesuré à $\lambda = 10$ microns. L'intervalle $0,0 \leq \mu \leq 0,3$ est représenté. Pour $0,3 \leq \mu \leq 1,0$, voir article I. Les cercles indiquent les points mesurés, la courbe pointillée est la fonction d'assombrissement après déconvolution. Pour $\mu \leq 0,2$, l'incertitude sur la position exacte du limbe introduit une erreur possible dont la fourchette indique les limites.

dans l'intervalle $|R - R_0| \leq 2''$ sont symétriques par rapport à leur point d'inflexion ($R = R_0$): on peut donc déterminer directement S . $\varepsilon(R) * S$ est négligeable pour $R > R_0$ et on écrit:

$$C_0(R_0 - r) = C(R_0 - r) + C(R_0 + r)$$

Les Fig. 8 et 9 indiquent les observations réduites par ce processus pour $\lambda = 10$ microns et $\lambda = 5$ microns. Les erreurs sur la position du limbe se répercutent sur la courbe d'assombrissement pour $\mu < 0,2$, d'où l'existence d'une fourchette d'incertitude. Dans le premier cas, les résultats de l'article I demeurent valables pour $\mu > 0,3$. Dans le second cas, on a mesuré l'assombrissement à partir du centre.

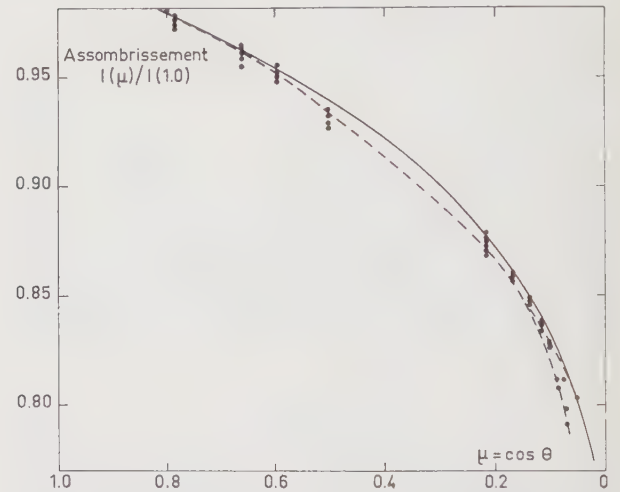


Fig. 9. Assombrissement mesuré à $\lambda = 5$ microns. Les points (●) correspondent aux observations réduites. Pour $\mu \leq 0,2$, l'incertitude sur la position exacte du limbe introduit une erreur possible, dont la fourchette (- -) indique les limites. La courbe pleine est le modèle BCA

V. Le modèle de la haute photosphère solaire

A partir des mesures faites pour $5 \leq \lambda \leq 22$ microns et $0,06 \leq \mu \leq 1,0$, il est possible d'établir un modèle de la haute photosphère, à condition d'accepter un certain nombre d'hypothèses et d'utiliser les mesures absolues d'intensité centrale d'autres auteurs.

Les hypothèses faites ici sont:

- homog  nit   de l'atmosphère,
-  quilibre thermodynamique local des absorbants contribuant à l'opacité dans le domaine spectral considéré,
- validité de l'approximation plan parallèle.

Nous examinerons ultérieurement la validité de chacune de ces hypothèses.

Le Tableau 3 résume les mesures absolues que nous utiliserons. Ce sont, à notre connaissance, les seules mesures existant dans le domaine spectral qui nous concerne ici.

Tableau 3

Longueur d'onde (microns)	Température de brillance (Kelvin)	Erreur	Auteurs
5,0	5450	± 100	Badinov <i>et al.</i> (1965)
5,0	5060	± 50	Farmer et Todd (1964)
5,0	5270	± 100	Murcray <i>et al.</i> (1964)
10,0	5200	± 70	Badinov <i>et al.</i> (1965)
10,5	5210	± 70	Badinov <i>et al.</i> (1965)
11,0	5200	± 70	Badinov <i>et al.</i> (1965)
11,10	5036	± 30	Saiedy et Goody (1959)
20,15	4590	± 110	Koutchmy et Peyturaux (1968)

Note: nous n'utiliserons pas ici des mesures plus récentes de Baluteau (1969), qui, pour l'essentiel, recourent, en ce qui nous concerne, celles de Saiedy et de Koutchmy.

1° Inversion de la fonction d'assombrissement

Soit $I_\lambda(\mu)$ l'intensité mesurée ($\mu = \cos \theta$) sur le disque, $S_\lambda(\tau)$ la fonction source, dépendant de la profondeur optique τ mesurée à la longueur d'onde λ , et $\Phi_\lambda(\mu)$ la fonction d'assombrissement, c'est-à-dire l'intensité normalisée à l'intensité centrale I_0 .

L'inversion de la transformation de Laplace:

$$\Phi_\lambda(\mu) = \frac{I_\lambda(\mu)}{I_\lambda(1,0)} = \int_0^\infty \frac{S_\lambda(\tau)}{I_\lambda(1,0)} e^{-\tau/\mu} \frac{d\tau}{\mu}$$

a fait l'objet de nombreuses études, résumées par Pecker (1965) et par Bonnet (1968). Une élégante méthode d'inversion, proposée par Delache (1966), convient particulièrement bien aux observations infrarouges, où les courbes d'assombrissement $\Phi_\lambda(\mu)$ présentent une lente variation avec μ .

La méthode consiste essentiellement à écrire pour $S_\lambda^n(\tau)$, approximation d'ordre n de la fonction source, définie pour $0 \leq \tau \leq n$:

$$\frac{S_\lambda^n(\tau)}{I_0(\lambda)} = \left[\left\{ 1 + \mu \frac{d}{d\mu} \right\} \cdots \right. \\ \left. \cdots \left\{ 1 + \frac{\mu}{n-1} \frac{d}{d\mu} \right\} \Phi_\lambda(\mu) \right]_{\mu=\tau/n}$$

où les quantités entre accolades sont des opérateurs de dérivation appliqués à la fonction mesurée $\Phi_\lambda(\mu)$.

On voit que si $I_\lambda(\mu)$ est à variation rapide, ses dérivées successives pourront avoir des valeurs importantes et être fortement perturbées par le bruit de mesure, d'où une grande incertitude sur $S_\lambda(\tau)$.

Nous calculerons d'abord les fonctions $S_\lambda^n(\tau)/I_0$, normalisées à l'intensité absolue centrale $I_{0\lambda}(\mu=1)$.

La Fig. 10 représente, pour $\lambda = 5$ microns, les approximations d'ordre 1 (Barbier-Eddington), 2 et 3 de la fonction source. Les dérivées successives de

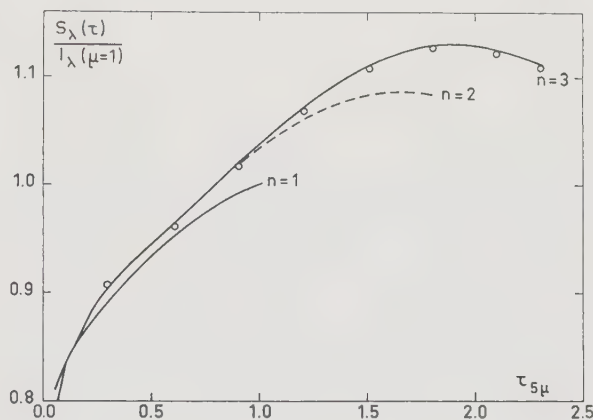


Fig. 10. Approximations successives de $\frac{S_\lambda(\tau)}{I_0(\mu=1)}$ à $\lambda = 5$ microns. $n=1$ correspond à l'approximation Barbier-Eddington. Les valeurs $n=2$ et 3 sont les approximations successives de Delache, à partir des dérivées $\frac{d^{n-1}}{d\mu^{n-1}} \Phi_\lambda(\mu)$, calculées Fig. 11

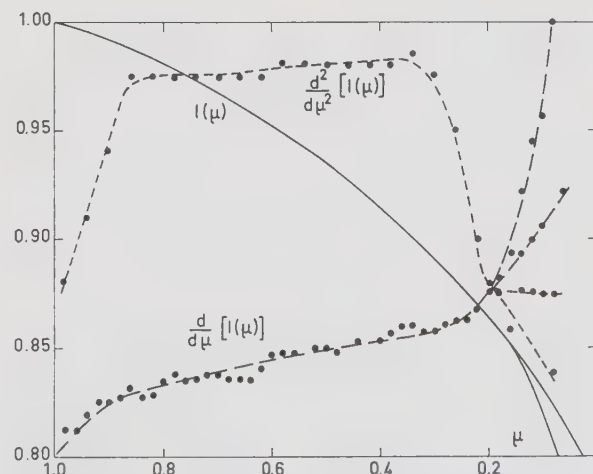


Fig. 11. Dérivées successives de la fonction $\Phi_\lambda(\mu)$. $\lambda = 5$ microns. Les fourches obtenues à $\mu \leq 0,2$ correspondent aux limites d'erreur probables sur $I_\lambda(\mu)$. Ces dérivées sont utilisées pour le calcul des approximations successives de la fonction-source

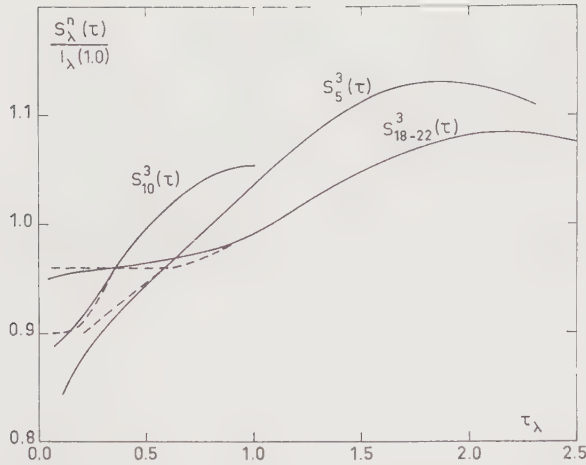


Fig. 12. Fonction sources normalisées. Approximations d'ordre 3 de la fonction source aux longueurs d'onde 5, 10 et 18 — 22 microns, par la méthode de Delache. Les fourchettes reflètent les incertitudes sur les mesures à l'extrême limbe

$\Phi_\lambda(\mu)$ correspondantes sont données Fig. 11. Les points représentent les valeurs calculées par dérivation numérique à partir de la courbe d'ordre $n - 1$, et les courbes représentent un lissage manuel de ces points, lissage éventuellement utilisé pour calculer la dérivée suivante. On notera que le point $S_\lambda^{n+1}(\tau + \frac{\tau}{n})$ s'obtient en menant la tangente à $S_\lambda^n(\tau)$ et en prenant sur cette tangente le point d'abscisse $\tau + \frac{\tau}{n}$. On voit que si la pente de $S_\lambda^n(\tau)$ varie peu pour $\tau < t < \tau + \frac{\tau}{n}$, la fonction $S_\lambda^n(t)$ restera stable lorsque n augmente. Ceci est réalisé pour $0,06 \leq \tau \leq 1,5$, dans l'exemple choisi.

Dans les trois cas traités ici ($\lambda = 5, 10, 20$ microns), on a poussé l'approximation de $S_\lambda^n(\tau)$ jusqu'à $n = 3$ par dérivation des observations. Sur les courbes $S_\lambda^3(\tau)$, il est possible d'appliquer alors la méthode géométrique définie ci-dessus et d'obtenir $S_\lambda^4(\tau)$.

Nous obtenons une bonne estimation de la convergence du procédé par mesure de la distance, au point $\tau + \frac{\tau}{4}$, entre $S_\lambda^3(\tau)$ et $S_\lambda^4(\tau)$.

La même méthode d'inversion a été appliquée aux courbes d'assombrissement mesurés à différentes longueurs d'onde. La Fig. 12 représente les fonctions sources correspondantes. On notera que les incertitudes existant sur la fonction $\Phi_\lambda(\mu)$ pour les faibles valeurs de μ et dues aux erreurs de mesure, se répercutent sur la fonction source « en amont », au fur et à mesure de la progression de l'ordre d'approximation.

Il convient alors de remonter de la fonction source normalisée $S_\lambda(\tau)/I_0$ à la fonction source vraie.

On peut écrire :

$$S_\lambda(\tau_\lambda) = I_{0\lambda} \left[\frac{S(\tau_\lambda)}{I_{0\lambda}} \right] = B_\lambda(T_e)$$

où $B_\lambda(T_e)$ est la fonction de Planck, correspondant à la température électronique T_e . Ceci est vrai si les absorbants sont en E.T.L., hypothèse faite ci-dessus et qu'il conviendra de justifier.

On peut alors établir une relation $T_e(\tau_\lambda)$ si $I_{0\lambda}$ est connu. Les mesures absolues citées dans le Tableau 3 permettent justement la connaissance de $I_{0\lambda}$ pour $\lambda = 5, 10, 20$ microns.

On obtient ainsi, pour chaque longueur d'onde, la relation $T_e(\tau_\lambda)$ et il convient de relier entre elles ces diverses fonctions sources, c'est-à-dire d'établir une relation entre les profondeurs optiques, ou les coefficients d'absorption, aux différentes longueurs d'onde.

Une étude critique de l'opacité dans le domaine spectral considéré s'impose.

2° Étude de l'opacité

a) Sources d'opacité

Dans le domaine de longueur d'onde supérieur à 5 microns, les absorbants sont en nombre limité.

L'absorption continue de l'ion H^- a fait l'objet d'un grand nombre d'études théoriques et l'on peut estimer qu'une bonne précision est maintenant atteinte sur le coefficient d'absorption : voir les travaux de Ohmura et Ohmura (1961), Geltman (1964), John (1966), Doughty et Frazier (1966), Bell et Kingston (1967).

Aux longueurs d'onde supérieures à 5 microns, le coefficient d'absorption (libre-libre) κ_λ peut s'écrire :

$$\kappa_\lambda = P_e \kappa_0(T) \lambda^2$$

où P_e est la pression électronique, κ_0 une fonction de la température seule, et λ la longueur d'onde.

Cette formule est valide à une précision de l'ordre de 2% pour les longueurs d'onde supérieures à 4 microns. Comme les divers auteurs divergent de quelques % sur l'estimation de κ_0 , nous considérons comme satisfaisante l'approximation ci-dessus.

La contribution de l'absorption libre-liée est négligeable dans ce même domaine spectral, inférieure à 1% de l'absorption libre-libre.

Le coefficient d'absorption libre-libre de l'ion He^- varie également en λ^2 (Somerville, 1965) et

contribue à quelques pour-cent de l'opacité (Léna, 1966).

Doyle (1968) souligne l'importance de l'opacité ultraviolette de la quasi-molécule $H + H$. Mais on peut négliger sa contribution à l'opacité infrarouge: la population du niveau métastable $^3\Sigma_u^+$ est maxwellienne et, aux températures photosphériques, les transitions d'absorption continue de rayonnement infrarouge sont très rares.

Les contributions de H_2^+ et H_2^- sont négligeables (Matsushima, 1967), ainsi que les diffusions Rayleigh et électroniques.

Nous allons, dans une première approche, ignorer l'absorption moléculaire et supposer que le coefficient d'absorption est de la forme

$$\kappa_\lambda = \kappa_0 (P_e, T) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2.$$

Cette forme, nous l'avons vu, tient compte des absorptions libre-libre de H^- et He^- .

Choissant λ_0 comme longueur d'onde de référence, toutes les fonctions sources $S^n(\tau_\lambda)$ peuvent être ramenées à la variable τ_{λ_0}

$$S^n(\tau_\lambda) = S^n \left[\left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \tau_{\lambda_0} \right].$$

On a choisi $\lambda_0 = 20$ microns.

La Fig. 13 représente les diverses fonctions sources $S_\lambda^n(\tau_\lambda)$ déduites des mesures et ramenées à la variable τ_{λ_0} . Pour plus de clarté, les températures de brillance ont été calculées à partir de l'hypothèse E.T.L. annoncée plus haut.

Les mesures absolues ont été rapportées en terme de *fonction source* et non d'intensité centrale: on ne s'étonnera donc pas de leur écart avec les valeurs de température de brillance.

Si, à λ donné, on utilise deux mesures absolues différentes pour $I_{0,\lambda}$, on en déduit deux fonctions sources différentes, donc, finalement, deux courbes $T_\lambda(\tau_{\lambda_0})$.

La Fig. 13 montre clairement que l'écart entre les fonctions sources à 10 et 20 microns peut s'interpréter dans la marge des erreurs de mesures absolues, et, en particulier, dans l'écart entre les mesures de Saiedy et de Badinov, et dans la barre d'erreur adoptée par Koutchmy *et al.* Il est donc possible de concilier ces deux groupes d'observations.

Notons toutefois qu'une autre manière de réconcilier les observations serait d'introduire une opacité supplémentaire à 20 microns: ceci apparaît plus raisonnable qu'une *diminution* de l'opacité à 10 microns, car le coefficient d'absorption de l'ion H^- paraît solidement établi.

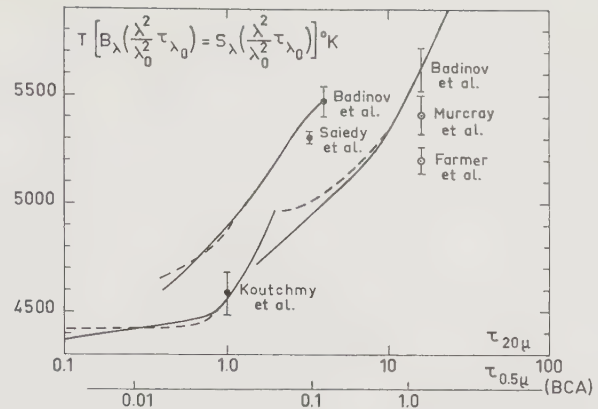


Fig. 13. Fonctions-sources $S_\lambda(\tau_\lambda)$ ramenées à une même profondeur optique τ_{λ_0} . En abscisse, profondeur optique à $\lambda_0 = 20 \mu$ (opacités H^- et He^-). En ordonnée, température électronique calculée à partir d'une fonction-source en E.T.L. Les mesures absolues de différents auteurs sont indiquées, les températures de brillance centrale ont été converties en température locale à l'aide des fonctions sources de la Fig. 12. Pour $\lambda = 5 \mu$ et $\lambda = 10 \mu$, la profondeur optique τ_{λ_0} est calculée à partir de l'opacité de H^- (courbes pleines). Les profondeurs optiques $\tau_{0,5}$ sont celles du modèle BCA et sont indicatives

L'opacité due à la molécule H_2O vers 20 microns est négligeable: Dolan (1965) et Stauffer et Walsh (1966) permettent d'estimer à $0,03 \text{ microns/cm}^2$ la quantité d'eau précipitable dans la photosphère.

Par contre, l'opacité à 5 microns semble systématiquement sous-estimée. D'autre part les mesures absolues y présentent une dispersion importante (Table 3).

Dolan (1965) a recherché les molécules dont les abondances solaires ne sont pas négligeables. Retenons ici CN, CO, CH dont les abondances sont pour $T = 5040^\circ K$:

$$\log_{10} CN = 8,5$$

$$\log_{10} CH = 9,5$$

$$\log_{10} CO = 12$$

Nous ignorons ici CH, qui ne présente pas de bande moléculaire dans le domaine spectral concerné, ainsi que CN, dont le fondamental vibration-rotation se trouve à 2069 cm^{-1} , mais dont l'abondance est très faible.

Par contre, CO, dont l'abondance est plus importante, doit être retenu. Les bandes de vibration-rotation de CO se trouvent respectivement à 2170 cm^{-1} (fondamental), 4250 cm^{-1} (premier harmonique), 6300 cm^{-1} (second harmonique).

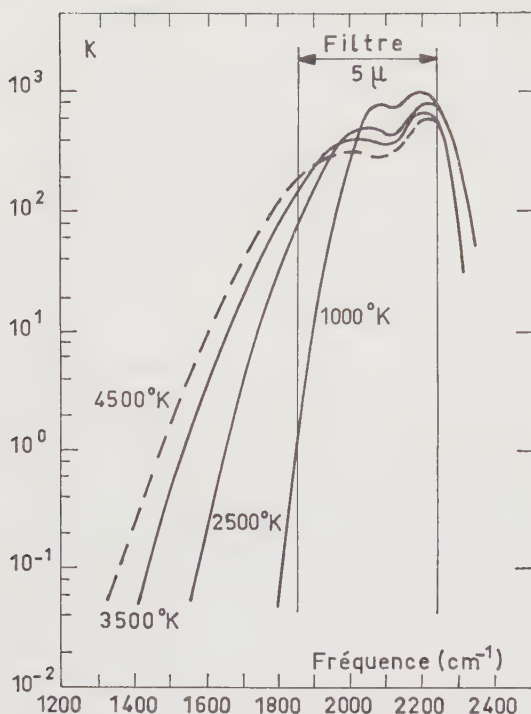


Fig. 14. Le coefficient massique d'absorption du fondamental vibration rotation de CO en valeur moyenne sur $\sigma = 100 \text{ cm}^{-1}$. Les courbes en traits pleins sont empruntées à Kunde (1968) et la courbe interrompue est l'extrapolation utilisée ici. La bande passante du filtre employé pour les mesures d'assombrissement est indiquée

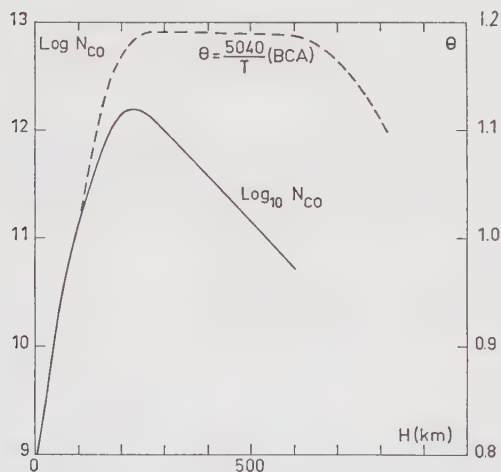


Fig. 15. Distribution de la molécule CO dans la photosphère. En abscisse, la hauteur géométrique (équilibre hydrostatique). En ordonnée, à droite $\theta = 5040/T$: distribution de température du modèle BCA (---). A gauche, abondance de la molécule CO en fonction de l'altitude (—), déduite du modèle BCA et des calculs de Dolan (1965). CO est concentré au début du palier thermique et une modification de la partie supérieure de celui-ci n'affecte pas la quantité totale de CO

Il n'est donc pas impossible que les mesures faites au voisinage de 5μ (2000 cm^{-1}) soient affectées par le fondamental de CO.

La Fig. 14 donne, d'après Kunde (1968) le coefficient *massique* d'absorption de CO lissé sur 100 cm^{-1} , et extrapolé pour $T = 4500^\circ \text{ K}$. La forme générale de la bande d'absorption varie lentement avec la température et justifie cette extrapolation.

La masse de CO présente dans la photosphère a été mesurée par Goldberg (1952), par Goldberg et Müller (1953):

$$M_{\text{CO}} \cong 0,5 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2.$$

La Fig. 15 illustre la répartition verticale de CO, sur la base du modèle BCA pour la température et la densité. CO est concentré dans les couches supérieures de la photosphère (Newkirk, 1957) et au début du palier thermique. Au-delà, même si la température continue à décroître, la chute de densité réduit la concentration en CO.

Par intégration numérique de cette répartition verticale, il vient $M_{\text{CO}} \cong 1,4 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2$, en accord raisonnable avec les valeurs précédentes et avec la température déduite du spectre UV de CO (Porter *et al.*, 1967).

Enfin, la raie P 26 1 - 0 ($2032,35 \text{ cm}^{-1}$) identifiée par Migeotte *et al.* (1956) a une largeur équivalente qu'on peut estimer à $0,05 \text{ cm}^{-1}$. Utilisant les valeurs calculées du coefficient d'absorption, nous trouvons une largeur de $0,035 \text{ cm}^{-1}$. A nouveau l'accord est raisonnable.

On peut alors estimer la contribution de la couche de CO à l'opacité moyenne dans un filtre intégrant sur un nombre élevé de raies au voisinage de la tête de bande.

Nous donnons dans le Tableau 4 les largeurs spectrales des filtres utilisés pour les mesures à 5 microns:

Tableau 4

Auteurs	Bande passante	
	cm^{-1}	microns
Présent travail	400	1,00
Badinov <i>et al.</i>	20	0,05
Murcay <i>et al.</i>	40	0,1
Farmer <i>et al.</i>	8	0,02

Lorsque l'intervalle de lissage du spectre de CO est supérieur à 10 ou 20 cm^{-1} , les contributions de raies individuelles tendent à disparaître et le coefficient d'absorption présente une variation lente avec la longueur d'onde.

En cas de coïncidence de certains filtres avec des raies intenses de CO, la température de brillance mesurée reflète une contribution non négligeable des couches proches du minimum de température. Cela peut être le cas pour les mesures de Farmer *et al.*

Nous adopterons un coefficient massique moyen lissé de 300 dans notre bande spectrale, comme le montre la Figure 14. On y a indiqué approximativement la largeur du filtre utilisé pour les mesures d'assombrissement.

L'épaisseur optique correspondante est $300 \times 10^{-3} = 0,3$ pour une quantité moyenne de 1 mg/cm^2 CO. Cette opacité n'est donc pas négligeable.

Supposant une couche optiquement mince de CO, d'épaisseur τ_{CO} et qui se trouve à un niveau où H^- est transparent, la fonction source $S_{5\mu}(\tau)$ calculée se réduit à :

$$S_{5\mu}(\tau) = \text{Constante pour } \tau \leq \tau_{\text{CO}},$$

$$S_{5\mu}(\tau_{\text{H}^-}) = S_{5\mu}(\tau - \tau_{\text{CO}}) \text{ pour } \tau > \tau_{\text{CO}}$$

où τ_{H^-} représente la contribution de H^- à la profondeur optique. On voit (Fig. 12) que $S_{5\mu}(\tau)$ n'est pas réellement constante pour $\tau \leq 0,2$, ce qui signifie que toutes les molécules de CO ne sont pas à une température de 4600°K .

Ajustant la valeur de τ_{CO} , il est donc possible de déplacer la fonction source $S_{5\mu}(\tau)$ tracée en fonction de τ_{λ_0} .

3° La fonction source $T(\tau_{\lambda_0})$

Il est maintenant possible de définir une unique fonction $T(\tau_{\lambda_0})$. Les incertitudes expérimentales sur les fonctions sources et sur les mesures absolues donnent une certaine latitude pour ajuster les diverses courbes les unes aux autres, comme nous l'avons signalé plus haut : le but étant d'obtenir une solution unique, cohérente avec l'ensemble des mesures.

La Fig. 16 résume la situation : deux températures extrêmes (5000°K et 5100°K) ont été adoptées pour la température centrale de brillance à 10μ . Deux courbes $T(\tau_{10})$ se déduisent alors de $S_{10}(\tau_{10})$; ces courbes se dédoublent pour $\tau_{\lambda_0} \leq 1,0$ à cause de l'imprécision des mesures au bord à 10μ .

Deux distributions de température sont tracées pour $\lambda = 5 \mu$, correspondant à $\tau_{\text{CO}} = 0,2$ et $0,3$.

Un modèle moyen peut être défini dans cette région, avec $\tau_{\text{CO}} \cong 0,2$, se raccordant à $T(\tau_{\lambda_0} = 4) = 5230^\circ\text{K}$ et donnant une température de brillance

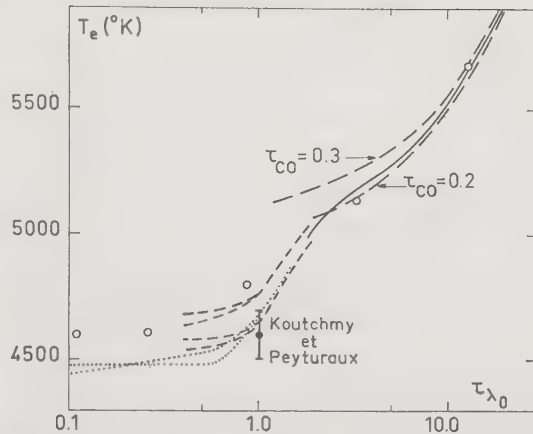


Fig. 16. Fonction sources ajustées. Température électronique correspondant aux fonctions sources E.T.L. A 20μ (...), à 10μ (- - -) et à 5μ (— — —), en fonction de la profondeur optique à $\lambda_0 = 20$ microns. Sources d'opacité ion H^- à 20 et 10 microns, ion H^- et molécule CO à 5 microns. Les deux courbes à $\lambda = 10 \mu$ reflètent l'emploi de deux mesures absolues extrêmes pour la température centrale de brillance (5000 et 5100°K). Chaque courbe est à nouveau dédoublée pour $\tau_{\lambda_0} \leq 1,0$ à cause des erreurs de mesure. Deux courbes sont tracées à $\lambda = 5 \mu$, correspondant à des épaisseurs optiques différentes de la couche superficielle de CO. Enfin, la courbe à 20μ est placée de façon à s'accorder avec la zone permise par les mesures à 10μ d'une part, et avec la mesure de Koutchmy d'autre part. Cette courbe se dédouble pour $\tau_{\lambda_0} < 1$ à cause de l'incertitude des mesures au bord. La courbe en trait plein (—) indique le modèle moyen adopté pour $\tau_{\lambda_0} > 1,8$. Dans les couches supérieures, tout modèle compris entre les courbes pointillées (...) est compatible avec les observations. Le modèle BCA est indiqué par des cercles (O)

centrale $T_{5\mu} \cong 5450^\circ\text{K}$, en bon accord avec Badinov.

Dans les couches superficielles, la distribution de température doit concilier l'assombrissement à 20 microns, la mesure absolue de Koutchmy à cette même longueur d'onde et la zone de température permise par l'assombrissement mesuré à 10 microns. La Fig. 16 montre que, pour $\tau_{\lambda_0} \cong 1$, une très faible latitude est autorisée par l'emploi simultané de ces trois paramètres. En l'absence de source d'opacité supplémentaire à 10μ , nous devons accepter une température de brillance $T_{20\mu} = 4680^\circ\text{K}$ et la distribution de température est clairement définie pour $0,5 \leq \tau_{\lambda_0} \leq 16$. Pour $\tau_{\lambda_0} \leq 0,5$, les incertitudes de mesure laissent le choix entre deux possibilités : un palier de température à 4500°K ou une lente décroissance vers la surface. A noter sur la Fig. 16 que la seconde hypothèse paraît plus en accord avec la mesure à 10 microns.

4° Étude critique des hypothèses

Les conclusions précédentes reposent sur diverses hypothèses que nous avons mentionnées au début de ce chapitre. Il convient d'en examiner la validité.

a) Equilibre thermodynamique local

Feautrier (1968) a montré que pour $\log \tau_{0,5} \leq -3$ de légers écarts à l'E.T.L. se produisent pour H^- . A $\log \tau_{0,5} \sim -4$, la température du modèle hors E.T.L. est environ 80°K au-dessus de la température E.T.L. Cet écart atteint 100°K à $\log \tau_{0,5} = -5$ et 400°K à $\log \tau_{0,5} = -6$.

Le rapport des coefficients d'absorption entre le visible et la longueur d'onde maximum utilisée ici, soit 22 microns, est tel que, pour $\lambda \leq 22$ microns et $\mu \geq 0,03$, le rayonnement provient essentiellement des couches $\log \tau_{0,5} < -3$.

Ceci est une estimation basée sur le modèle BCA et qui, nous le verrons ci-dessous, est sujette à une révision partielle. Toutefois, le résultat de Feautrier s'applique et nous pouvons considérer l'ion H^- comme étant en E.T.L. dans les zones considérées. La température correspond à celle des électrons. Ce point donne un poids particulièrement important aux mesures infrarouges, puisqu'elles sont moins sujettes que celles faites dans l'ultraviolet aux difficultés d'interprétation. Il est clair, par ailleurs, qu'elles conduisent à la connaissance d'un nombre malheureusement très limité de paramètres.

b) Les inhomogénéités

La brillance d'un corps noir, aux longueurs d'onde que nous considérons, est beaucoup moins sensible aux variations de température qu'elle ne l'est dans le visible ou l'ultraviolet.

On a, pour une fluctuation ΔT au voisinage de la température T , une fluctuation ΔB de la brillance B :

$$(a) \quad \lambda = 5 \text{ microns} \quad \frac{\Delta B}{B} = 1,31 \frac{\Delta T}{T},$$

$$(b) \quad \lambda = 10 \text{ microns} \quad \frac{\Delta B}{B} = 1,11 \frac{\Delta T}{T},$$

$$(c) \quad \lambda = 20 \text{ microns} \quad \frac{\Delta B}{B} = 1,08 \frac{\Delta T}{T}.$$

En bref, la fonction source déduite de $I_\lambda(\mu)$ représente une moyenne où les zones froides et chaudes contribuent en proportion de leur surface et où les fluctuations de température se traduisent par des fluctuations de brillance qui leur sont approximativement proportionnelles.

c) L'hypothèse plan parallèle

La transformation de Laplace qui relie fonction source normalisée et fonction d'assombrissement est écrite en faisant l'hypothèse d'une atmosphère formée de couches planes et parallèles. Cette hypothèse peut se trouver en défaut pour les valeurs de μ proches de 0.

Utilisant les résultats de Proisy (1958), valables *a fortiori* dans l'infrarouge à cause de l'approche du minimum de température et de la sensibilité réduite de la fonction de Planck aux variations thermiques, l'erreur relative sur l'intensité émergente calculée dans l'hypothèse plan parallèle est inférieure au millième, donc négligeable.

5° Etablissement du modèle de la zone de transition

a) $\tau_{20\mu} > 1$

Nous adoptons la distribution moyenne de la Fig. 16 pour $\tau_{20\mu} > 1$. Son écart avec le modèle BCA se traduit par une température inférieure à 4600°K et un coude plus prononcé au voisinage de $\tau_{20\mu} = 1$. (Nous négligeons ici la correction apportée au BCA par Labset Neckel (1968) qui est de l'ordre de 0,8 % dans la zone de profondeur optique concernée). D'ailleurs peu d'observations étayent la structure du BCA dans cette zone ($0,01 \leq \tau_{0,5} \leq 0,1$) où, comme le mentionnent les auteurs, le raccord avec le plateau de température résulte d'une interpolation lissée au jugé.

Les mesures dans l'ultraviolet (Bonnet, 1968) vers $2000 \text{ \AA}$ concernent également cette zone, mais les sources d'opacité γ sont mal connues.

b) $\tau_{20\mu} < 1$ (zone du minimum)

Le choix est à faire à l'intérieur des limites assignées: plateau à 4500°K ou décroissance lente.

La Fig. 17 résume les mesures disponibles qui peuvent compléter l'information du présent travail.

— La mesure de Beer (1966), indiquant dans la région 20 – 50 microns une décroissance de la température de brillance. Ces mesures, relatives, doivent être calibrées en valeur absolue en choisissant un point de raccord qui peut être la détermination de Saiedy, ou, d'ailleurs, celle de Koutchmy.

— Les mesures de Mankin et Strong (1968), interprétées par ces auteurs en termes de température de brillance dans l'approximation Barbier – Eddington. Ces mesures sont calibrées à 11μ d'après Saiedy. Elles divergent d'avec celles de Koutchmy à 20μ donc, nécessairement, d'avec notre distribution de température. Le désaccord provient de

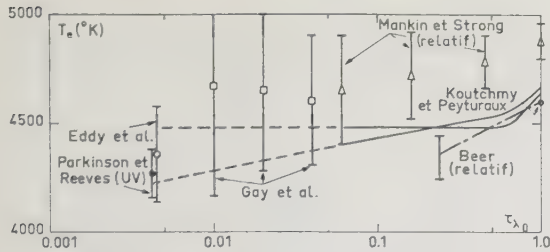


Fig. 17. La structure du minimum de température. Cette figure est une prolongation de la Fig. 16 vers la zone de transition. Les distributions extrêmes de température déduites des mesures d'assombrissement sont représentées en trait plein (—) et sont extrapolées arbitrairement en traits interrompus (- - -) jusqu'à $\tau_{\lambda_0} = 4 \times 10^{-3}$ qui correspond à $\tau_{300\mu} = 1$. On a reporté les mesures de Mankin et Strong (Δ), d'Eddy *et al.* (O), de Gay *et al.* ($\square$), de Parkinson et Reeves ($\bullet$), de Beer (- - -). Ces dernières n'indiquent qu'une pente, et peuvent être arbitrairement translatées en ordonnée: nous les avons raccordées à la mesure de Koutchmy à $20,15 \mu$ et la barre d'erreur à 45μ est déduite par nous de la publication de Beer

l'assombrissement adopté par Mankin à 11 microns, qui diffère du nôtre. Si l'on adopte nos valeurs, les températures de Mankin sont à diminuer d'environ 100°K (Mankin, 1969) et l'accord devient raisonnable.

— La mesure de Eddy *et al.* (1969), indiquant à 300μ une température centrale de brillance

$$T = 4370 \pm 260^\circ \text{K}.$$

— Les mesures de Gay *et al.* (1968) dont nous reproduisons le domaine $100 - 200 \mu$ et la calibration jugée la meilleure par ces auteurs.

— La mesure de Parkinson et Reeves (1969), déduite du minimum de température observé dans l'ultraviolet, et que nous plaçons arbitrairement à la profondeur optique $\tau_{\lambda_0} = 10^{-3}$ ou $\tau_{0,5} \cong 5 \times 10^{-5}$

— La mesure de Baluteau (1969), observant le flux entre 10 et 25 microns et confirmant l'allure de notre fonction source $S_{20\mu}$.

Les températures de brillance centrale ainsi mesurées diffèrent de façon négligeable de la température électronique E.T.L. à la profondeur optique $\tau_\lambda = \mu = 1$, étant donné la très faible pente de la fonction $T_e(\tau)$ dans la zone du minimum.

L'ensemble de ces résultats ne permet pas de décider de façon définitive entre les deux options: plateau à 4500°K ou décroissance lente jusqu'à un minimum voisin de 4300°K .

La persistance de l'assombrissement notée par Mankin, les mesures IR et UV au voisinage de $\tau_{20\mu} = 10^{-3}$ militent toutefois en faveur de la seconde hypothèse.

On a (Fig. 17) extrapolé les deux cas extrêmes jusqu'à la profondeur optique $\tau_{\lambda_0} \cong 4 \times 10^{-3}$, qui correspond à une profondeur optique unité à 300μ (longueur d'onde des mesures d'Eddy *et al.*, 1969).

Adoptant la distribution de température des Figs. 16 et 17 et la relation $T'(\tau_{\lambda_0})$ correspondante, nous calculons un modèle de zone de transition pour $\tau_{\lambda_0} \leq 15,8$.

Le calcul emploie un programme dû à l'obligeance de Y. Cuny et calcule un modèle E.T.L., homogène, en équilibre hydrostatique.

On a inclus les contributions électroniques des atomes suivants: Si, Mg, Al, C, Ca, S, Na, Fe, Cr, Mn, Ti, K, O, N, Ne. On a utilisé pour l'opacité libre-libre de H^- les tables de John (1964), et pour celle de He^- les valeurs de Somerville (1965). On a considéré pour le calcul de $\tau_{0,5}$ les opacités dues à $\text{H} + \text{H}$ (Doyle, 1968) et H_2^+ , ainsi que les diffusions Rayleigh et électronique. L'opacité supplémentaire due au *resonance broadening* de Lyman α a été prise en considération (Cuny, 1968).

Le modèle calculé est présenté dans le Tableau 5. Les deux distributions extrêmes de température conduisent à des distributions de pression et pression électronique très voisines. Le modèle se raccorde presque exactement avec le modèle BCA à la profondeur optique $\tau_{0,5} = 0,4$, comme le laissait pressentir la distribution de température adoptée (Fig. 16). L'écart peut provenir, entre autres causes, de la source d'opacité supplémentaire ajoutée à $0,5 \mu$ (Ly α).

Les fonctions $P(Z)$, $P_e(Z)$, $T(Z)$ ne dépendent que de la loi d'opacité adoptée à $\lambda = 20 \mu$, et de la distribution $T'(\tau_{20\mu})$. La relation $T'(\tau_{0,5})$ fait intervenir les sources d'opacité à $0,5 \mu$.

VI. Conclusion

Le présent travail se proposait de préciser la structure thermique de la zone de transition photosphère-chromosphère où se produit le minimum de température.

Des courbes d'assombrissement dans l'infrarouge moyen (5 – 10 – 20 microns) ont été obtenues avec un excellent rapport signal/bruit (100) et une bonne résolution spatiale ($1''$). Les performances ultimes, limitées par la diffraction, d'un grand télescope solaire ont été exploitées. On a montré qu'une exploitation rapide des images permet de s'affranchir des fluctuations de transmission atmosphérique, même dans un site d'hygrométrie moyenne (quelques millimètres d'eau précipitable, environ 50% de transmission à 20μ).

Tableau 5

$\tau_{20\mu}$	T_s (°K)	$\tau_{0,5}$ ^{a)}	Altitude (km)	Pression $\times 10^{-4}$ (cgs)	Pression électronique (cgs)	Densité $\times 10^7$ (g — cm ⁻³)	N_e $\times 10^{-12}$ (cm ⁻³)
0,0010	4210 — 4500	0,000055 ($\pm 5 \times 10^{-6}$)	520 (± 15)	0,084 ($\pm 4,10^{-3}$)	0,048 ($\pm 2,10^{-3}$)	0,030 ($\pm 2,10^{-3}$)	0,079 ($\pm 2,10^{-3}$)
0,0016	4235 — 4500	0,000090	496	0,11	0,059	0,038	0,097
0,0025	4260 — 4500	0,00014	472	0,14	0,074	0,048	0,122
0,0040	4280 — 4500	0,00022	448	0,18	0,092	0,061	0,152
0,0063	4305 — 4500	0,00033	423	0,23	0,115	0,077	0,188
0,010	4330 — 4500	0,00053	400	0,29	0,144	0,099	0,234
0,016	4350 — 4500	0,00080	374	0,37	0,177	0,125	0,290
0,025	4375 — 4500	0,0013	350	0,47	0,218	0,141	0,359
0,040	4400 — 4500	0,0020	323	0,60	0,274	0,200	0,444
0,063	4425 — 4500	0,0030	298	0,77	0,337	0,259	0,549
0,10	4450 — 4500	0,005	273	0,98	0,42	0,330	0,687
0,16	4470 — 4500	0,008	247	1,2	0,56	0,411	0,880
0,25	4490 — 4510	0,012	221	1,6	0,63	0,530	1,00
0,40	4520 — 4510	0,02	195	2,0	0,78	0,683	1,25
0,63	4550	0,03	169	2,6	0,98	0,875	1,56
1,00	4680	0,05	143	3,3	1,39	1,08	2,15
1,58	4930	0,07	119	4,1	2,10	1,27	3,09
2,51	5100	0,10	95	5,0	2,92	1,49	4,14
3,98	5230	0,14	72	6,0	4,10	1,75	5,63
6,31	5340	0,20	50	7,2	5,63	2,05	7,55
10,0	5520	0,29	27	8,5	8,78	2,35	11,4
15,8	5790	0,40 ^{b)}	0	9,8 (10,6) ^{b)}	14,75	2,48	18,4 (11,0) ^{b)}

^{a)} Les valeurs données correspondent à un modèle moyen pour T_s . La première valeur est suivie des bornes assignées par les valeurs extrêmes de T_s .

^{b)} Les valeurs de la pression P et de la densité électronique N_e à la profondeur optique $\tau_{0,5} = 0,4$ correspondant dans le modèle BCA sont indiquées entre parenthèses. Le raccord est donc convenable entre le BCA et le présent modèle pour $\tau_0 > 0,4$.

Ces courbes d'assombrissement ont permis de calculer une distribution de température qui met bien en évidence l'apparition d'un plateau thermique et son extension sur plusieurs centaines de kilomètres. Cette distribution de température est peu sensible à l'éventuelle présence d'inhomogénéités et ce fait justifierait à lui seul l'exploration de cette région par son rayonnement infrarouge.

Les mesures absolues utilisées pour calibrer les fonctions sources gagneraient à être plus précises: un tel gain permettrait éventuellement de décider si l'ion H^- est bien la seule source significative d'opacité au delà de l'absorption du fondamental de CO.

Des courbes d'assombrissement entre 25 microns et 1 mm sont nécessaires pour observer le passage du limbe observé au limbe brillant et préciser la structure du palier thermique. Ces mesures doivent nécessairement être faites au dessus de l'atmosphère terrestre, et de préférence à l'occasion d'une éclipse, afin d'obtenir la résolution spatiale nécessaire à

l'étude de l'extrême limbe, résolution qui est de l'ordre de la seconde d'arc.

L'hypothèse d'homogénéité de l'atmosphère peut être testée dans le domaine spectral 10 — 25 microns à partir d'observations faites du sol. L'effet de profondeur optique et la distribution E.T.L. de l'ion H^- permettra, pour ces inhomogénéités comme pour le continu, une interprétation simple des résultats.

Remerciements. C'est un plaisir pour moi d'exprimer ici ma profonde gratitude au Professeur Jean-Claude Pecker, à qui je dois l'orientation initiale de ce travail, et plus encore, une amitié constante et une patiente collaboration.

Je remercie le Professeur J. E. Blamont, qui a su ressentir l'importance des observations solaires infrarouge, et Dr. James Lequeux, pour son aide efficace lors de la mise en oeuvre de ce projet.

Mon amicale reconnaissance va tout particulièrement à Roger Bonnet, pour de fructueuses discussions, à Yvette Cuny, pour son aide apportée lors de l'établissement du modèle, à Philippe Delache, à Françoise Praderie et à François Roddier, pour leurs encouragements et leurs conseils.

Dr. A. K. Pierce et Dr. N. U. Mayall m'ont libéralement accueilli à l'Observatoire de Kitt Peak, et en ont mis les importants moyens à ma disposition. Qu'eux-mêmes, et toute l'équipe de la Division Solaire, trouvent ici l'expression de mes remerciements. Je pense en particulier aux Drs. James Brault et William Livingston, à MM. Richard Aikens, Mike Doe, Chester Lelo, Charles Slaughter.

Je tiens à dire aussi combien je dois au Professeur Frank J. Low, ainsi qu'à Mr. Arnold Davidson, pour la patience qu'ils ont pris à m'initier aux techniques de détection infrarouge, à Dr. Owen Gingerich et à Dr. Robert Noyes pour leur accueil lors de nos rencontres.

Bibliographie

- Badinov, I. Y., Andreev, S. S., Poberovsky, A. V. 1965, *Prob. fiziki atmosfery*, Leningrad Univ. **3**, 189.
- Baluteau, J. P., Communication personnelle.
- Beer, R. 1966, *Nature* **209**, 1266.
- Bell, K. L., Kingston, A. E. 1967, *Proc. Phys. Soc.* **90**, 895.
- Beckers, J. 1968, *Solar Physics* **5**.
- Beckman, P. 1965, *Radio Science Journ.* **69 D**, 629.
- Bonnet, R. M. 1968, *Ann. Astr.* **31**, 597.
- Clark, G., Chu, C., Churchill, S. 1957, *J.O.S.A.* **47**, 81.
- Cuny, Y., Communication personnelle.
- Delache, P. 1966, *Ann. Astr.* **29**, 109.
- Dolan, J. G. 1965, *Ap. J.* **142**, 1621.
- Doyle, R. O. 1968, *Ap. J.* **153**, 987.
- Doughty, N. A., Frazier, P. A. 1966, *M.N.R.A.S.* **132**, 267.
- Eddy, J., Léna, P., McQueen, R. 1969, *Solar Physics* (sous presse).
- Elste, G. 1968, *Solar Physics* **3**, 106.
- Farmer, C. B., Todd, S. J. 1964, *Appl. Opt.* **3**, 453.
- Feautrier, P. 1968, *Ann. Astr.* **31**, 257.
- Frisch, U. 1967, *Ann. Astr.* **30**, 565.
- Gay, J., Lequeux, J., Verdet, J. P., Turon, P., Bardet, M., Roucher, J., Zéau, Y. 1962, *Astrophys. Letters* **2**, 169.
- Geltman, S. 1962, *Ap. J.* **136**, 935.
- Gingerich, O. 1969, Communication personnelle.
- Gingerich, O., de Jager, C. 1968, *Solar Physics* **3**, 1.
- Goldberg, L., McMath, R., Mohler, O., Pierce, A. K. 1952, *Phys. Rev.* **85**, 481.
- Goldberg, L., Müller, E. A. 1953, *Ap. J.* **118**, 397.
- Heintze, J. 1965, The extreme Limb of the Sun, p. 46, *Rech. Astr. Obs. Utrecht*. Dordrecht ed.
- Hupnagel, R. E., Stanley, N. R. 1964, *J.O.S.A.* **54**, 52.
- John, T. L. 1964, *M.N.R.A.S.* **131**, 315.
- Koutchmy, S., Peyturaux, R. 1968, *C. R. Acad. Sci.* **267**, 905.
- Kunde, V. G. 1968, *Ap. J.* **153**, 435.
- Labs, D., Neckel, H. 1968, *Zeitschr. f. Astr.* **69**, 1.
- Lee, R. W. 1968, Communication personnelle.
- Léna, P. 1966, *Ann. Astr.* **29**, 361.
- Léna, P. 1968, *Solar Physics* **3**, 28.
- Léna, P., Brault, J. 1968, *Ann. Astr.* **31**, 323.
- Livingston, W. C. 1965, Proc. of 5th Berkeley Symposium, p. 61, Univ. Calif. Press.
- Low, F. J. 1961, *J.O.S.A.* **51**, 1300.
- Mankin, W., Strong, J. 1968, Communication présentée au 127^e meeting de l'A.A.S. Austin, USA.
- Mankin, W. 1969, Communication personnelle.
- Matsushima, S. 1967, *Ann. Astr.* **30**, 23.
- Migeotte, M., Neven, L., Swensson, J. 1956, Atlas solaire, *Mem. Soc. Roy. Liège* **1**.
- Murcray, F., Murcray, D., Williams, W. 1964, *Appl. Opt.* **3**, 1373.
- Noyes, R., Beckers, J., Low, F. 1968, *Solar Physics* **3**, 36.
- Newkirk, G. 1957, *Ap. J.* **125**, 571.
- Ohmura, I., Ohmura, H. 1960, *Ap. J.* **131**, 8.
- Parkinson, W., Reaves, E. 1969, Communication présentée au 128^e meeting de l'A.A.S. Pasadena, USA.
- Pecker, J. C., Schatzman, E. 1959, *Astrophys. Générale*, p. 639, Masson éd.
- Pecker, J. C. 1965, The Solar Spectrum, de Jager ed. Dordrecht.
- Pierce, A. K. 1964, *Appl. Opt.* **3**, 1337.
- Pierce, A. K. 1969, *Solar Phys.* **3**, 498.
- Porter, J. R., Tilford, S. G., Widing, K. G. 1967, *Ap. J.* **147**, 178.
- Proisy, P. 1958, *Ann. Astr.* **21**, 151.
- Saiedy, F., Goody, R. M. 1959, *M.N.R.A.S.* **119**, 213.
- Somerville, W. 1965, *Ap. J.* **141**, 811.
- Stauffer, F., Walsh, T. 1966, *J.O.S.A.* **56**, 401.
- Tatarski, V. I. 1961, Wave Propagation in a turbulent medium, McGraw-Hill, New York.

P. Léna

Observatoire de Meudon et Université de Paris
F-92 Meudon

Printed in Germany by Brühlsche Universitätsdruckerei Gießen

